

Межграничные поверхностные явления и микроволновое магнитосопротивление в поликристаллических манганитах лантана $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$

© Н.И. Солин, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: magsemi@ifm.e-burg.su

(Поступила в Редакцию 20 октября 1999 г.)

Приведены результаты исследований электро- и магнитосопротивлений на постоянном токе и на частоте 9.2 GHz (ρ_0 , MR_0 , ρ_{mw} , MR_{mw}) в поликристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0-0.3$) в интервале температур 77–300 К. Микроволновое магнитосопротивление имеет резкий пик в узкой области температуры Кюри T_C и $MR_{mw} \approx 0$ вдали от T_C . Показано, что микроволновое поглощение в малых магнитных полях обусловлено изменением не электрических, а микроволновых магнитных потерь. Температуры максимумов ρ_0 и ρ_{mw} , MR_0 и MR_{mw} не совпадают. Особенности поведения ρ_0 , MR_0 , ρ_{mw} , MR_{mw} объясняются неоднородностью гранул, создающей внутри гранулы на границе раздела зависящую от магнитного поля контактную разность потенциалов. Природа неоднородностей объясняется либо формированием на грануле поверхностного слоя со свойствами, отличающимися от свойств образца внутри гранулы, либо она может быть понята в модели разделения гранулы на проводящую и непроводящую фазы.

Работа поддержана Российской федеральной программой "Поверхностные атомные структуры" (проект № 2.4.99) и INTAS-97-OPEN-30253.

В работе [1] было отмечено, что сила тока через контактную структуру из двух разных веществ, положения уровня Ферми в которых зависят от напряженности магнитного поля, также должна зависеть от напряженности магнитного поля. Предположили, что в связи с обнаруженной в манганитах чувствительностью их зонной структуры к магнитному упорядочению и к магнитному полю [2] колоссальное магнитосопротивление (CMR) может быть реализовано в поликристаллических манганитах за счет поверхностного слоя, имеющего свойства, несколько отличающиеся от свойств образца внутри гранул. Обычно такой слой формируется, например, в ферритах [3] вследствие отсутствия равновесия между атмосферой и образцом при его приготовлении (например, при охлаждении). На основании исследований зависимостей микроволнового поверхностного сопротивления R_s и электрических свойств от напряженности электрического поля E мы оценили толщину поверхностного слоя и высоту потенциального барьера поверхностный слой-гранула манганитов.

В данной работе приводятся результаты исследований электросопротивления ρ_0 , ρ_{mw} , магнитосопротивления MR_0 ($\equiv [\rho(H) - \rho(H = 0)]/\rho(H = 0)$), MR_{mw} на постоянном токе и на частоте 9.2 GHz, а также микроволновой комплексной магнитной проницаемости $\mu^* = \mu' + i\mu''$ поликристаллических манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0-0.3$) в температурном интервале 77–300 К и в магнитном поле до 1.8 Т. Результаты исследований свидетельствуют о неоднородности гранулы и объясняются в предлагаемой модели [1]. Кроме того, в некоторых работах [4–6] утверждалось, что в поликристаллических манганитах $MR_{mw} > MR_0$. Мы по-

казываем, что в них при низких температурах ($T \ll T_C$) выполняется обратное соотношение $MR_{mw} \ll MR_0$, а значительное микроволновое поглощение, наблюдаемое в малых магнитных полях, связано с вкладом естественного ферромагнитного резонанса в магнитную проницаемость μ^* .

1. Методика и образцы

Образцы были приготовлены методом твердофазной реакции из исходных порошков La_2O_3 , CaCO_3 и Mn_3O_4 при $T = 1300^\circ\text{C}$ и, по данным рентгеновских исследований, были однофазны. Структура элементарной ячейки для состава LaMnO_3 была орторомбической, а для остальных — кубической. Измерения ρ_0 на постоянном токе проведены стандартным 4-контактным методом. Для определения R_s полированная пластина толщиной t и поверхностью S помещалась в центр, в пучность микроволнового магнитного поля h прямоугольного проходного резонатора [7]. Резонансная частота ω и полоса пропускания $\delta\omega$ резонатора с магнитным материалом определяются [8], кроме электросопротивления [7], влиянием комплексной магнитной проницаемости $\mu = \mu' + i\mu''$. Следуя [7–9], можно показать, что для $\tau = t/\delta \gg 1$

$$(\delta\omega^L - \delta\omega^0)/\omega^0 = R_s SC_1/V_r + \mu'' 2\delta SC_2/V_r, \quad (1)$$

$$(\omega^L - \omega^0)/\omega^0 = (V_s - 2\delta S)C_3/V_r - (\mu' - 1)2\delta SC_4/V_r. \quad (2)$$

Для произвольного τ , в том числе для $\tau \leq 1$, первый член уравнения (1) имеет вид [1]

$$(\delta\omega^L - \delta\omega^0)/\omega^0 = 2V_s(\text{sh } \tau - \sin \tau)/(\text{ch } \tau + \cos \tau)\tau V_r. \quad (3)$$

Здесь $R_s = \rho_{mw}/\delta$, $\delta = \sqrt{2\rho_{mw}/\omega\mu}$ — глубина скин-слоя, V_s и V_r — объемы образца и резонатора, $(\mu)^2 = (\mu')^2 + (\mu'')^2$, C_1 – C_4 — некоторые известные постоянные, индексы 0 и L относятся к параметрам пустого и нагруженного с образцом резонаторов.

Из решения системы трех уравнений (1)–(3) для двух образцов разной толщины $t_1 \gg \delta$ и $t_2 < \delta$ можно определить все три неизвестные величины μ' , μ'' и ρ_{mw} . Однако вследствие высоких значений μ' , μ'' вклад от них в параметры резонатора может значительно превысить вклад от электросопротивления образца. Поэтому предварительно измерения температурной зависимости μ' , μ'' проводили на очень тонких $t \ll \delta$ (иногда до $t \approx 25 \mu\text{m}$) образцах, для которых вклад ρ_{mw} в соответствии с (3) мал по сравнению с вкладами магнитных потерь. Исследования ρ_{mw} и MR_{mw} в магнитном поле проводились при $H \parallel h$, так как в этом случае в намагниченном до насыщения ферромагнетике отсутствует поперечная переменная намагниченность и $\mu' \approx 1$, $\mu'' \approx 0$ [10]. Значения микроволнового электросопротивления ρ_{mw} определялись из R_s (1) и уточнялись из (3) с измерениями на образцах с разной толщиной. Из (2) оценивалась глубина скин-слоя и тем самым дополнительно контролировались результаты измерений ρ_{mw} .

Измерения на постоянном токе и на частоте 9.2 GHz проводились на установке, управляемой электронной вычислительной машиной (ЭВМ). Сигналы постоянного тока, температуры, микроволнового прохождения и генератора качающейся частоты записывались на ЭВМ, а значения $\delta\omega$ и ω резонатора определялись из обработки формы линии поглощения методом наименьших квадратов. Измерения проводились примерно через 2 К, добротность посеребренного измерительного резонатора была около 7000.

2. Результаты

На рис. 1 приведены температурные зависимости электро- и магнитосопротивления на постоянном токе и на частоте 9.2 GHz, переменной магнитной восприимчивости χ_{ac} на частоте 1 kHz в нулевых магнитных полях для серии образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0, 0.1$ и 0.3 . Согласно измерениям χ_{ac} (кривая 5 на рис. 1), исследованные нами соединения $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0$ – 0.3) обладают магнитным упорядочением с температурой Кюри $T_C = 160$ – 215 К в зависимости от концентрации x калция. Согласно фазовой диаграмме стехиометрического состава, соединение LaMnO_3 должно быть антиферромагнитным диэлектриком. Однако известно [11], что часто ферромагнитные манганиты можно получить и без легирующих добавок путем создания нестехиометрических составов по лантану и кислороду. Исследованные

Энергии активации ΔE_0 и ΔE_{mw} поликристаллических манганитов лантана в магнитном поле

Соединение	$\Delta E_0, \text{eV}$		$\Delta E_{mw}, \text{eV}$	
	$H = 0$	$H = 16 \text{ kOe}$	$H = 0$	$H = 9 \text{ kOe}$
$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$	0.150	0.140	0.074	0.072
$\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$	0.144	0.135	0.074	0.073
LaMnO_3	0.157	0.154	0.100	0.100

поликристаллы на постоянном токе имели типичные для манганитов свойства (кривые 1, 2 на рис. 1): максимум ρ_0 и пик отрицательного магнитосопротивления MR_0 около T_C . Температурные зависимости ρ_0 и ρ_{mw} приблизительно одинаковы: полупроводниковый ход температурной зависимости при высоких температурах и металлический — при низких температурах. Отметим, что во всей температурной области значения $\rho_{mw} \ll \rho_0$, причем наиболее резкое изменение ρ_{mw} происходит при температурах, где $\rho_{mw}(T)$ достигает максимума.

Видно (рис. 1), что в образцах с высокими $T_C = 205$ – 215 К ($x = 0$ и $x = 0.3$) максимумы ρ_{mw} , MR_{mw} , ρ_0 , MR_0 наблюдаются примерно при одинаковых температурах, близких к T_C . В образце с низкой $T_C \approx 160$ К ($x = 0.1$) и к тому же обладающем наибольшим сопротивлением на постоянном и переменном токе, максимумы $\rho_{mw}(T)$, $MR_{mw}(T)$ отличаются от максимумов $\rho_0(T)$, $MR_0(T)$ примерно на 70–80 К. Интересно отметить также, что максимумы ρ_{mw} , MR_{mw} для всех образцов наблюдаются вблизи $T \cong 190$ – 225 К.

Отметим, что полевые зависимости $MR_0(H)$ также типичны для поликристаллических манганитов: в парамагнитной области $MR_0 \sim H^2$, а в ферромагнитной области до поля размагничивания наблюдается резкий рост (для всех образцов до $MR_0 \cong -0.1$ при $T = 77$ К), а затем более слабый приблизительно линейный рост $|MR_0|$ от напряженности магнитного поля H .

В таблице представлены энергии активации ΔE_0 , ΔE_{mw} , полученные из температурных зависимостей ρ_0 и ρ_{mw} в парамагнитной области. Энергия активации по постоянному току ΔE_0 меньше микроволновой энергии активации ΔE_{mw} и заметно зависит в отличие от ΔE_{mw} от напряженности магнитного поля.

В некоторых работах [4–6] утверждалось, что в манганитах на переменном токе $MR_{mw} > MR_0$. Для выяснения этого вопроса мы проводили изучение R_s в магнитном поле $H \parallel h$ для двух образцов одинакового состава, но с разной толщиной: $t_1 \gg \delta$ и $t_2 \ll \delta$. Из выражения (3) следует, что при $\tau \gg 1$ $R_s \sim (\delta\omega^L - \delta\omega^0)$, а при $\tau \ll 1$ $R_s \sim (\delta\omega^L - \delta\omega^0)^{-1/2}$. Поэтому отрицательное MR_{mw} должно привести к уменьшению $\delta\omega$ на толстом и к увеличению $\delta\omega$ на тонком образце с увеличением напряженности магнитного поля. На эксперименте (рис. 2) наблюдаем примерно одинаковый характер для обоих образцов: значения $\delta\omega$ и ω уменьшаются с увеличением напряженности магнитного поля примерно до поля раз-

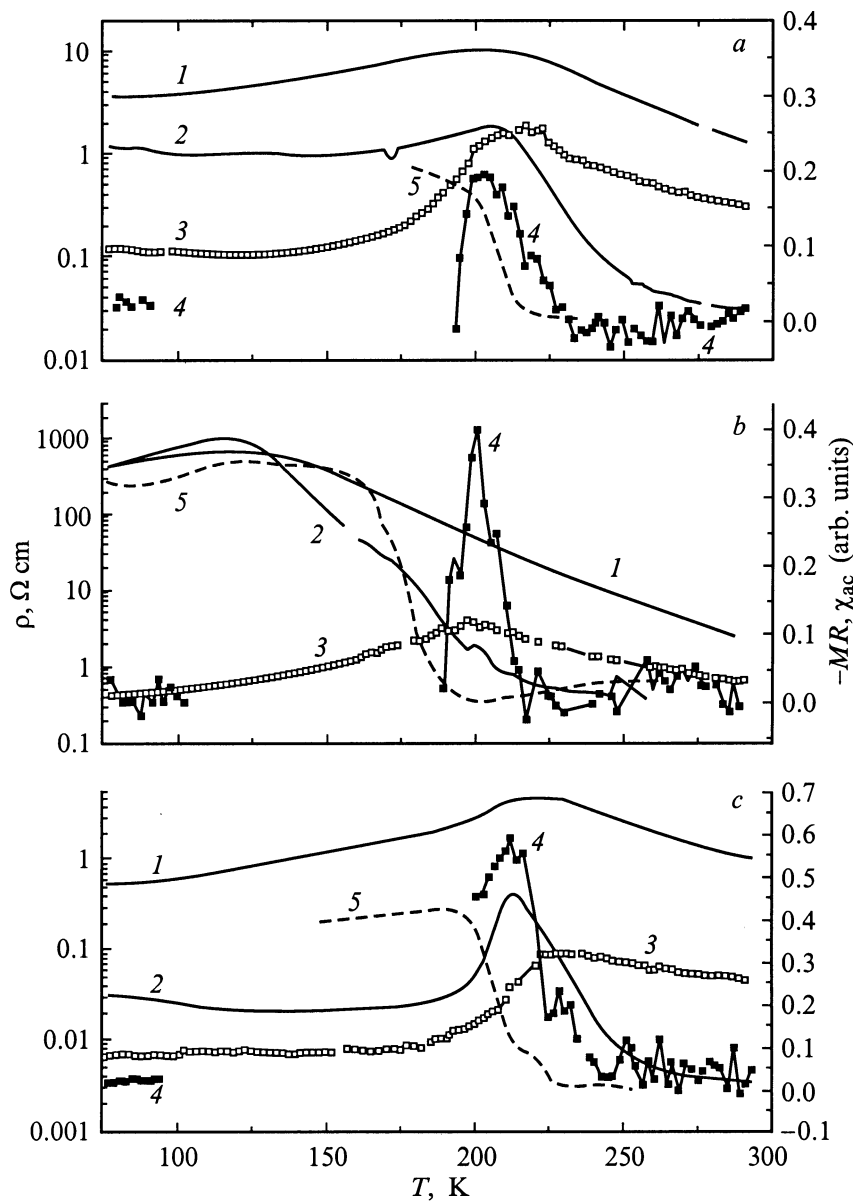


Рис. 1. Температурные зависимости электро- и магнитосопротивления на постоянном токе и на частоте 9.2 GHz (ρ_0 , MR_0 , ρ_{mw} , MR_{mw}), магнитной восприимчивости χ_{ac} на частоте 1 kHz поликристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ (рисунки *a, b, c* для $x = 0, 0.1$ и 0.3 соответственно). 1 — ρ_0 , 2 — MR_0 , 3 — ρ_{mw} , 4 — MR_{mw} , 5 — χ_{ac} .

магничивания $H_d \approx 4\pi M$, а далее практически остаются постоянными. Характер изменений $\delta\omega(H)$ и $\omega(H)$ не согласуется с изменением ρ . Если уменьшение $\delta\omega(H)$ (кривые 1, 2 на рис. 2) было бы связано с уменьшением ρ_{mw} , то это должно было бы привести к уменьшению скин-глубины и в соответствии с выражением (2) к увеличению, а не к уменьшению ω (кривые 3, 4 на рис. 2). Эти результаты доказывают, что изменения микроволнового поглощения в манганитах в магнитном поле обусловлены в основном изменением магнитной проницаемости μ^* , а не электросопротивления ρ_{mw} манганитов. Видно (кривые 5, 6 на рис. 2), что с увеличением напряженности магнитного поля до насыщения образца $\mu' \rightarrow 1$, а $\mu'' \rightarrow 0$.

Эксперименты и расчеты показывают, что и для других манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ при низких температурах ($T \approx 77$ К) микроволновое магнитосопротивление также мало, $|MR_{mw}| \leq 0.02-0.03$ (кривые 4 на рис. 1). Высокие значения μ' , μ'' (рис. 3) дают заметную ошибку при определении MR_{mw} . Наиболее достоверные значения MR_{mw} могут быть получены при $T \geq T_C$, где малы μ' , μ'' . Видно (кривые 4 на рис. 1), что резкий пик MR_{mw} в исследованных образцах наблюдается в области температур, где происходит изменение характера микроволнового электросопротивления с полупроводникового на металлический. Хотя в некоторой области температур из-за влияния μ^* мы не могли с хорошей точностью определить MR_{mw} , дополнительные исследования и рас-

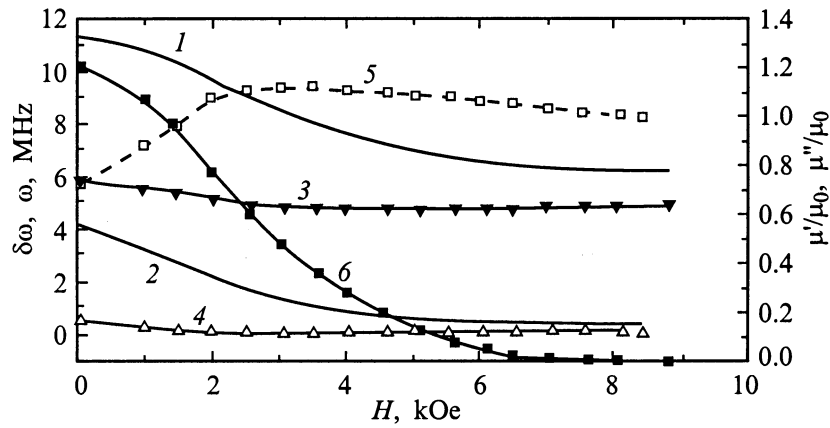


Рис. 2. Зависимости изменений полосы пропускания $\delta\omega$ (1, 2), резонансной частоты ω (3, 4) резонатора от образцов с толщиной $t = 1.12 \gg \delta$ (1, 3), $t = 0.23 \text{ mm} < \delta$ (2, 4) и микроволновых магнитных проницаемостей μ' (5) и μ'' (6) для поликристалла $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ от напряженности магнитного поля при 77 К.

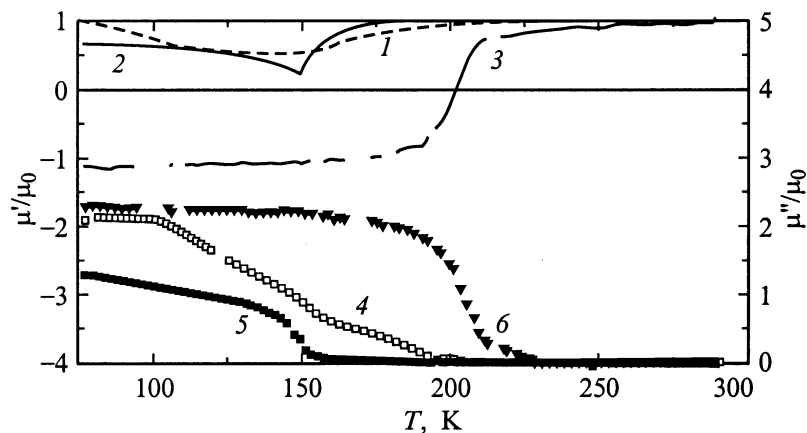


Рис. 3. Температурные зависимости микроволновых магнитных проницаемостей μ' (1–3) и μ'' (4–6) для поликристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0$ (1, 4), 0.1 (2, 5) и 0.3 (3, 6).

четыре дают основания предполагать, что здесь MR_{mw} убывает от высоких MR_{mw} около T_C к низким MR_{mw} при $T = 77 \text{ K}$. Отметим, что значение MR_{mw} около T_C растет с увеличением концентрации кальция и максимальное значение MR_{mw} мы обнаружили для $x = 0.3$.

На рис. 3 представлены температурные зависимости μ' , μ'' для образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$. Видно, что наибольшие и резкие изменения μ' , μ'' около T_C наблюдаются для $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$.

3. Обсуждение

Таким образом, микроволновые эксперименты подтверждают, что поликристаллические образцы состоят из проводящего зерна [1,4,5], T_C которых для разных концентраций кальция, оцененные по максимуму MR_{mw} , имеют приблизительно одинаковую величину $\approx 190\text{--}225 \text{ K}$. Поскольку основной отклик на сверхвысоких частотах в основном обусловлен вкладами мо-

нокристаллических зерен, то на сверхвысоких частотах температурная зависимость MR_{mw} должна иметь вид, характерный для монокристаллов [12] на постоянном токе: резкий пик MR_0 вблизи T_C и малое MR_0 вдали от T_C , как мы и наблюдаем на эксперименте для MR_{mw} (кривые 4 на рис. 1).

Высокие значения ρ_0 поликристаллов могут быть объяснены межгранульными поверхностными явлениями [12,13]. Однако простая модель, основанная на предположении, что высокие значения ρ_0 поликристаллов обусловлены большими значениями ρ_0 поверхностного слоя гранулы, не может объяснить, например, более высокие значения MR_0 поликристаллов по сравнению с монокристаллами при температурах много ниже температуры ферромагнитного перехода [12]. Поскольку электроны проводимости в манганитах ниже T_C полностью поляризованы, то при туннелировании носителей между гранулами с различным направлением намагниченности возникает дополнительное рассеяние, приводящее к отрицательному MR при насыщении образца в магнитном

поле [13]. Однако эта модель не может объяснить линейное уменьшение $\rho_0(H)$ выше поля размагничивания образца в поликристаллических манганитах при $T \ll T_C$.

Мы полагаем [1], что в поликристаллах, кроме барьера между гранулами, может быть дополнительный потенциальный барьер внутри гранулы из-за формирования поверхностного слоя на грануле. Рассмотрение энергетической схемы контакта двух разных веществ [14,15] (металл–полупроводник, p – n -переход) показывает, что в такой структуре образуется объемный заряд, вызывающий контактную разность потенциалов. Эта контактная разность потенциалов $U_c = E_F^1 = E_F^2$ определяется разностью термоэлектронных работ выхода или энергий Ферми E_F^1 и E_F^2 этих веществ. Если контактная разность потенциалов зависит от напряженности магнитного поля, то можно ожидать и изменения ρ_0 в магнитном поле. Можно ожидать, что в манганитах зонная структура при магнитном упорядочении зависит от магнитного поля. Об этом может свидетельствовать чувствительность оптических свойств манганитов к магнитному упорядочению и магнитному полю в ферромагнитной области (эффект красного смещения) [2]. Как показывают исследования магнитных полупроводников типа EuO и HgCr₂Se₄ [16–18], чувствительность их зонной структуры к магнитному полю максимальна около T_C , но весьма значительна выше и ниже T_C . Этим могут быть объяснены пик магнитосопротивления поликристаллических манганитов около T_C и сохранение существенных значений MR_0 выше и ниже T_C .

Для перехода из одной области в другую носители заряда должны преодолеть потенциальный барьер U_c за счет тепловой энергии kT . Из экспоненциального характера электропроводности можно ожидать, что небольшие изменения U_c могут обеспечить большие значения MR_0 в магнитном поле. В пользу наличия поверхностного слоя может свидетельствовать сравнительно медленный спад магнитной восприимчивости χ_{ac} в интервале до 30 К около T_C (кривая 5 на рис. 1) и сильное влияние электрического поля на ρ_0 [1]. В [1] мы оценили толщину этого поверхностного слоя ($\approx 10^3$ Å), достигающую порядка нескольких процентов от размера гранулы и зависящую от температуры, состава образца и напряженности магнитного поля.

В рамках этой модели можно объяснить некоторые особенности MR_0 и ρ_0 исследованных образцов. Образцы с $x = 0$ и 0.3 имеют значения $T_C \cong 205$ –215 К (рис. 1), близкие к максимальному значению $T_C \approx 230$ К в системе La_{1-x}Ca_xMnO₃, поэтому, по-видимому, свойства поверхностных слоев не сильно отличаются от свойств образца внутри гранулы (ядра). Образец с $x = 0.1$ имеет более низкое значение $T_C \cong 160$ К (по данным χ_{ac} на рис. 1), и можно полагать, что в этом случае свойства поверхностного слоя (например, T_C) существенно отличаются от свойств ядра, для которого температура Кюри $T_C \cong 200$ К, оцененная по максимуму MR_{mw} (рис. 1), также высока. В этом случае значения U_c могут быть больше и изменяться в более широкой области

температур, чем в образцах с $x = 0$ и 0.3. Поведением U_c можно объяснить более высокое значение ρ_0 , различия в температурах максимумов ρ_0 и ρ_{mw} , MR_0 и MR_{mw} , более плавный рост MR_0 в широком интервале $T = 225$ –125 К и более высокое значение MR_0 при 77 К в образце с $x = 0.1$ по сравнению с образцами с $x = 0$ и 0.3 (рис. 1).

О роли контактной разности потенциалов U_c и о влиянии магнитного поля на зонную структуру манганитов могут свидетельствовать также изменения энергии активации ΔE_0 и независимость ΔE_{mw} в магнитном поле (см. таблицу). Кроме того, в рамках этой модели носители на постоянном токе по сравнению с микроволновыми измерениями ρ_{mw} индукционным методом [7] должны преодолеть дополнительный потенциальный барьер. Видно (см. таблицу), что в парамагнитной области ΔE_{mw} меньше, чем ΔE_0 , на 0.05–0.07 eV. Эта величина дополнительного потенциального барьера совпадает с величиной потенциального барьера, определенной из напряжения пробоя в сильном электрическом поле для образцов с $x = 0$ и 0.1 [1].

Природа CMR в манганитах в настоящее время не выяснена, и наиболее часто обсуждаются модели двойного обмена [19] или разделения фаз [11]. В случае разделения фаз на границах неоднородностей могут возникнуть объемные заряды, контактная разность потенциалов U_c , и наблюдаться примерно такие же температурные и полевые зависимости ρ_0 , MR_0 , ρ_{mw} , MR_{mw} , как и в образце с $x = 0.1$ (рис. 1, b). Можно предположить, что проводящая гранула разделена тонкими непроводящими (например, антиферромагнитными) слоями, толщина которых может быть порядка $d \approx 10^2$ Å. Такие оценки d можно получить из перерасчета исследований $\rho_0(E)$ [1] в модели разделения фаз. Малая толщина слоев d может объяснить более сильное влияние электрического поля на электрические свойства в образце с $x = 0.1$ по сравнению с другими x : для образца с $x = 0.1$ нарушение закона Ома начинается в самых малых полях $E \approx 1$ В/см и ρ_0 уменьшается почти на 2 порядка при $E \approx 10^2$ В/см (рис. 2 в [1]). Отметим, что результаты оптических исследований этих образцов согласуются [20] также с моделью разделения фаз.

В ферритах природа дисперсии магнитной проницаемости в основном давно выяснена [3,10]. Поскольку манганиты являются "плохими" металлами, то при 10 GHz в самых проводящих манганитах ($\rho \approx 10^{-3}$ – 10^{-4} Ω · см) толщина скин-слоя ($\delta \geq 10^{-3}$ см) будет больше или порядка равновесных линейных размеров доменов (10^{-3} – 10^{-4}) см [21] и электромагнитное поле действует на весь объем домена. Поэтому в манганитах, по-видимому, должны быть справедливы в большинстве случаев обычные представления о квазистатическом механизме намагничивания, применяемые для объяснения дисперсии μ ферритов. Поликристаллические материалы представляют собой конгломерат произвольно ориентированных маленьких монокристаллов. В ненасыщенных образцах магнетики разбиваются на намагниченные в различных направлениях домены. В тех областях, где

переменное магнитное поле имеет компоненту, перпендикулярную доменным границам, будет иметь место так называемый "естественный ферромагнитный резонанс" (ЕФМР). Обычно в ферритах зависимости μ' и μ'' при низких частотах (менее 300 МГц) связывают с колебаниями доменных стенок, а потери при более высоких частотах связывают с ЕФМР, граничные частоты которого в поликристаллах определяются формулами Полдера–Смита: $\omega_{\min} = \gamma H_a$, а $\omega_{\max} = \gamma(H_a + 4\pi M)$ [10]. Поскольку в манганитах поле анизотропии мало, $H_a \approx 10^2$ Ое, а намагниченность насыщения $4\pi M \approx 5$ кГ, то дисперсия μ^* вследствие ЕФМР должна наблюдаться в широкой области частот от 10^2 МГц до 15–20 ГГц. И качественно полевые, и температурные зависимости μ' и μ'' $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ (рис. 2 и 3) имеют вид, типичный для ферритов при ЕФМР: значения $\mu' = 1$, $\mu'' = 0$ в парамагнитной области, а в ферромагнитной области они зависят от температуры и напряженности магнитного поля, $\mu' = 1$, $\mu'' = 0$ в намагниченном до насыщения образце при $H \parallel h$. Отметим [3,10], что значения μ' , μ'' определяются многими факторами, прежде всего размерами и формой зерен, пор, особенностями доменной структуры, что может быть предметом отдельных исследований. Для проблемы *CMR* в манганитах новым является выяснение того, что изменение микроволнового поглощения в магнитных полях при низких температурах $T \ll T_C$ связано с изменением магнитных, а не электрических потерь.

Таким образом, межграничные поверхностные явления в неоднородных структурах (в интерфейсных слоях) могут быть причиной колоссального магнитосопротивления.

Список литературы

- [1] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, С.В. Наумов. ФТТ **40**, 10, 1881 (1998).
- [2] N.N. Loshkareva, Yu.P. Sukhorukov, B.A. Gizhevskii, A.A. Samokhvalov, V.E. Arkhipov, V.E. Naish, S.G. Karabashev, Ya.M. Mukovskii. Phys. Stat. Sol. (a) **164**, 3, 863 (1997).
- [3] Я. Смит, Х. Вейн. Ферриты, ИЛ, М. (1962); [J. Smit, H.P.J. Wijn. Ferrites. Philips Technical Library, Eindhoven, the Netherlands (1959)].
- [4] M. Dominguez, S.M. Bhagat, S.E. Loflang, J.S. Ramachadran, G.C. Xiong, H.L. Ju, T. Venkatesan, R.L. Green. Europhys. Lett. **32**, 4, 349 (1995).
- [5] S.E. Lofland, P.H. Kim, P. Dahiroc, S.M. Bhagat, S.D. Tuagi, C. Kwon, R. Shreekala, R. Ramesh, T. Venkatesan. J. Phys.: Condens. Matter. **9**, 6697 (1997).
- [6] F.J. Owens. J. Appl. Phys. **82**, 6, 3054 (1997).
- [7] Н.И. Солин, А.Б. Давыдов, Г.Л. Штрапенин. Дефектоскопия **2**, 77 (1991).
- [8] С.А. Шмулевич. ПТЭ **2**, 170 (1971).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М. (1957). 460 с.
- [10] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [11] Э.Л. Нагаев. УФН **165**, 6, 529 (1995); УФН **166**, 8, 833 (1996); ФТТ **40**, 11, 2069 (1998).
- [12] A. Gupta, G.Q. Gong, Gang Xiao, P.R. Duncombe, P. Lecoeur, P. Trouilloud, Y.Y. Wang, V.P. Dravid, J.Z. Sun. Phys. Rev. **B54**, R15629 (1996).
- [13] H.Y. Hwang, S.-W. Cheong, N.P. Ong, D. Batlogg. Phys. Rev. Lett. **77**, 10, 2041 (1996).
- [14] Р. Смит. Полупроводники. ИЛ, М. (1962). 468 с; [R.A. Smit. Semiconductors. Cambridge at the University Press (1959)].
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1977). 688 с.
- [16] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука, М. (1979). 432 с.
- [17] A. Selmi, A. Mauger, M. Heritier. J. Magn. Magn. Mater. **66**, 1, 295 (1987).
- [18] И.К. Больных, Г.Н. Север. ФТТ **37**, 2, 570 (1995).
- [19] P.G. de Gennes. Phys. Rev. **118**, 1, 141 (1960).
- [20] Н.Н. Лошкарёва, Ю.П. Сухоруков, С.В. Наумов, Н.И. Солин, И.Б. Смоляк, Е.В. Панфилова. Письма в ЖЭТФ **68**, 1, 89 (1998).
- [21] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Гл. 24. Наука, М. (1971). 1032 с.